

ДИФРАКЦИОННОЕ ОПИСАНИЕ ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ

Е.И. Исмагов, Ж.К. Убаев*

Актюбинский государственный университет им. К.Жубанова

*Актюбинский государственный педагогический институт

Исследована дифракционная природа взаимодействия нейтронов высоких энергии с атомными ядрами, показано, что полученные данные могут использоваться как чувствительный тест современных ядерных моделей и дают возможность не только уточнять традиционные представления об ядре, но и выявлять роль нуклонных степеней свободы в ядерной материи.

Как известно, дифракционный метод используется для описания столкновений на аналогии с оптическим принципом Гюйгенса [1-3]. Именно благодаря использованию этого метода из данных по рассеянию нуклонов с энергией до 1ГэВ к настоящему времени мы имеем надежную информацию о распределении материи и о малых различиях в распределении нейтронов и протонов в атомных ядрах.

Обозначим волновое число относительного движения частиц через k (длина волны относительного движения λ связана с волновым числом k соотношением $\lambda = 1/k$), а характеристический радиус области взаимодействия через R . Тогда условие применимости дифракционного описания можно записать в виде

$$\lambda \ll R \text{ или } kR \gg 1. \quad (1)$$

При выполнении этого условия вклад в процесс рассеяния вносит большое число парциальных волн. Поэтому в выражении для амплитуды рассеяния

$$f(\zeta) = \frac{i}{2k} \sum_l (2l+1)(1 - e^{2i\delta_l}) P_l(\cos \zeta), \quad (2)$$

где ζ – угол рассеяния и δ_l – фаза рассеяния в состоянии с орбитальным моментом l , можно перейти от суммирования по l к интегрированию по прицельному параметру ρ , определяемому соотношением

$$\rho = l \lambda.$$

Так как при выполнении условия (1) рассеяние происходит в области малых углов ($\zeta \ll 1$) и в сумме (2) эффективны большие значения l , то в (2) можно воспользоваться приближенным выражением для полиномов Лежандра

$$P_l(\cos \zeta) \approx J_0(l\zeta) \quad (2a)$$

($J_0(x)$ – функция Бесселя). В результате амплитуду рассеяния (2a) можно представить в виде двумерного интеграла

$$f(q) = i \frac{k}{2\pi} \int d\vec{\rho} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} \omega(\rho), \quad (3)$$

где \vec{c} – радиус вектор, отсчитываемый от центра рассеивающей системы в плоскости, проходящей через центр и перпендикулярной импульсу падающей частицы (мы полагаем $\hbar = 1$), а $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ – изменение импульса при рассеянии ($q \approx k\zeta$). Взамен фаз рассеяния $\delta(\rho)$ в (3) для удобства введена величина

$$\omega(\rho) \equiv 1 - e^{2i\delta(\rho)}, \quad (4)$$

которая так же, как и фазы рассеяния, полностью характеризует рассеивающие свойства системы. Очевидно, величина $\omega(\rho)$ представляет собой двухчастичную амплитуду рассеяния в \vec{c} -представлении. Величины $f(q)$ и $\omega(\rho)$ связаны между собой двумерным преобразованием Фурье:

$$\omega(\rho) = \frac{1}{2\pi k} \int d\vec{q} e^{i\vec{q}\vec{\rho}} f(q). \quad (5)$$

Выражение для амплитуды рассеяния (3) совпадает с оптической формулой, описывающей дифракцию Фраунгофера, и соответствует случаю, когда расстояние от источника до рассеивающей системы и от рассеивающей системы до детектора ($\sim D$) велики по сравнению с характерными размерами системы

$$D \gg R.$$

И кроме того, выполняется условие

$$kR \cdot R/D \ll 1. \quad (6)$$

Дифракционный характер взаимодействия ярко проявляется при рассеянии нейтронов, протонов, λ -частиц и других частиц с энергиями в несколько десятков МэВ на средних и тяжелых ядрах, а также при рассеянии адронов (π -мезонов, нуклонов и т.д.) друг на друге и на легких ядрах при энергиях в несколько ГэВ. В случае рассеяния нуклона на тяжелом ядре величину R можно считать равной радиусу ядра $R = R_0 A^{1/3}$, где $R_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см и A – массовое число величины радиуса нуклона можно пренебречь по сравнению с величиной радиуса ядра). Поэтому

$$kR \approx A^{1/3} (E/10)^{1/2}, \quad (6a)$$

где E – энергия падающего нуклона в лабораторной системе координат, выраженная в МэВ.

Очевидно, условие применимости дифракционного описания (1) будет хорошо выполнено при энергиях нуклонов в несколько десятков МэВ или больше. В случае рассеяния двух адронов величину R следует положить равной сумме их радиусов. Если сталкиваются два нуклона, то

$$kR \approx 5E^{1/2},$$

где E – энергия падающего нуклона в лабораторной системе координат, выраженная в ГэВ.

Условие (1) хорошо выполняется при энергиях нуклонов в несколько ГэВ и выше. Величину D можно считать в обоих случаях равной ≈ 10 см или больше. Легко видеть, что условие (6) хорошо выполняется, т.е. в обоих случаях будет иметь место дифракция Фраунгофера.

Таким образом, под дифракционными процессами понимают такие реакции, которые характеризуются следующими свойствами:

- 1) полные сечения слабо зависят от энергии (квадрат энергии в системе центра инерции s может входить в эту зависимость как степень логарифма);
- 2) дифференциальное сечение как функция квадрата передачи импульса t имеет острый передний пик;
- 3) амплитуда в основном мнима;
- 4) выполняется эмпирическое правило Грибова-Моррисона

$$P_f = P_i (-1)^{\Delta J}, \quad (7)$$

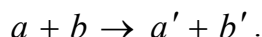
где P_i, P_f – четность в начальном и конечном состоянии, а $\Delta J = J_f - J_i$ – изменение спина в вершине дифракции;

- 5) выполняется соотношение факторизации, т.е. отношение амплитуд $T(ab \rightarrow a'b')/T(cb \rightarrow c'b')$ не зависит от b и b' .

К таким реакциям относятся упругое рассеяние, эксклюзивная (дифракционная) диссоциация и инклюзивные дифференциальные процессы, в которых наблюдается эффект лидирующей частицы.

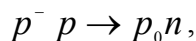
При теоретическом рассмотрении дифракционных явлений применяют два подхода: s -канальный, в котором дифракция рассматривается как теневой эффект, обусловленный поглощением благодаря существованию большого числа неупругих каналов; этот подход,

имеющий аналогию с оптическим, называют оптическим или геометрическим; t -канальный, в котором дифракционный процесс объясняется обменным механизмом. Оба подхода представлены на рис.1, а для реакции



При рассмотрении теоретических вопросов в феноменологическом аспекте целесообразнее придерживаться оптико-геометрической точки зрения, с которой удобнее рассматривать t -зависимость амплитуды; при изучении же энергетической зависимости удобнее исходить из обменного механизма.

Реакции, которые не удовлетворяют условиям [1-5], называют недифракционными: типичный пример – перезарядка



сечение которой с ростом энергии быстро уменьшается как s^{-1} .

Дифракционное рассеяние нейтронов ядрами. Впервые на дифракционный механизм рассеяния нейтронов ядрами было указано в работе Бете и Плачека [2]. В предположении, что ядро является абсолютно поглощающим по отношению к нейтронной волне, они смогли объяснить наблюдаемую угловую зависимость при рассеянии нейтронов с энергией 14 МэВ на ядрах Pb .

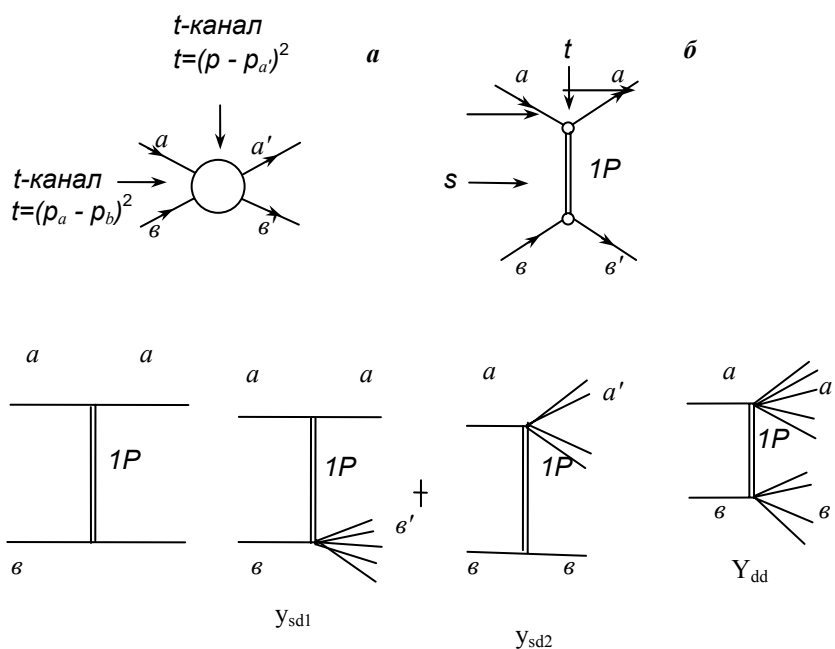


Рис. 1. Различные подходы к описанию дифракционных процессов: a – бинарная реакция; b – обмен померомом в двухчастичной реакции; v – связь сечения упругого процесса с одно- и двукратной дифракционной диссоциацией, обусловленной обменом одной частицей

В случае абсолютного поглощающего ядра дифракционные ядерные явления можно рассмотреть по аналогии с дифракцией света при наличии черного тела, имеющего форму и размеры ядра. Ядро можно рассматривать как черное поглощающее тело, если длина свободного пробега частицы в ядерном веществе мала по сравнению с размерами ядра. Наиболее сильное поглощение нейтронов ядрами соответствует энергии, примерно равной 15 МэВ. Уменьшение коэффициента поглощения при меньших энергиях связано с влиянием принципа Паули, которому подчиняются нуклоны; уменьшение при больших энергиях

обусловлено ослаблением нуклон-нуклонного взаимодействия с ростом энергии. Оценки показывают, что в области энергий падающих нуклонов от 10 до 100 МэВ ядро приближенно можно рассматривать как черное тело по отношению к нуклонной волне.

Рассмотрим детальнее картину дифракции при рассеянии незаряженной точечной частицы поглощающим сферическим ядром. Наличие абсолютно черного ядра приводит к тому, что все частицы, падающие с прицельными параметрами ρ , большими радиуса ядра R , пролетают без взаимодействия. Это означает, что мнимая часть фазы рассеяния в случае поглощающего ядра равна бесконечности ($\text{Im}a(c) \rightarrow \infty$) при $\rho < R$, а при $\rho > R$ фаза рассеяния полностью обращается в нуль $\delta(\rho) = 0$. Следовательно, в случае черного ядра функция (14) принимает вид прямоугольной ступеньки

$$\omega(\rho) = \begin{cases} 1, & \rho < R, \\ 0, & \rho > R. \end{cases} \quad (8)$$

Подставляя это выражение в (3), нетрудно найти амплитуду упругого рассеяния в случае чёрного ядра

$$f(\zeta) = iR \frac{J_1(kR\zeta)}{\zeta} \quad (9)$$

Дифференциальное сечение упругого рассеяния определяется квадратом модуля амплитуды

$$\sigma(\zeta) = |f(\zeta)|^2. \quad (10)$$

В случае дифракционного рассеяния (9) сечение характеризуется резкой асимметрией, частицы рассеиваются преимущественно вперед. Эффективный угол рассеяния по порядку величины равен λ/R . При больших углах имеют место вторичные максимумы, отличающиеся, однако, значительно меньшей интенсивностью, чем главный максимум (величина максимумов сечения убывает обратно пропорционально кубу угла рассеяния). Отметим, что сам факт наличия дифракционного рассеяния является прямым следствием поглощения частиц. На рис. 2 представлено угловое распределение, вычисленное по формулам (12.8) и (12.9) [4] с $R = 8,7 \cdot 10^{-13}$ см, и экспериментальные точки в случае рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядре Pb [3].

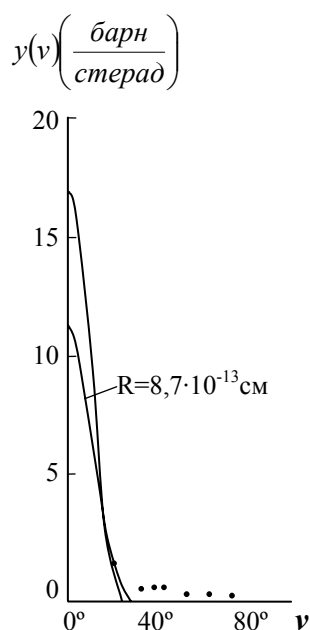


Рис. 2. Дифференциальное сечение дифракционного рассеяния нейтронов в энергией 14 МэВ на ядре Pb . Радиус ядра выбран равным $R = 8,7 \cdot 10^{-13}$ см и $10 \cdot 10^{-13}$ см

Полное сечение рассеяния так же, как и сечение поглощений, в случае дифракции на черном ядре непосредственно равно площади геометрического сечения ядра

$$\sigma_e = \sigma_a = \pi R^2.$$

Экспериментальные данные по взаимодействию нейтронов с ядрами действительно указывают на постоянство полных сечений упругого рассеяния и поглощения с изменением энергии нейтронов.

С увеличением энергии падающей частицы длина свободного пробега в ядерном веществе может оказаться сравнимой с размерами ядра, в этом случае последнее уже нельзя считать абсолютно черным телом, а необходимо рассматривать как полупрозрачное тело. В случае взаимодействия нейтронов с легкими ядрами ($A \approx 40$) прозрачность ядер начинает сказываться при энергиях ≥ 50 МэВ, в случае взаимодействия с тяжелыми ядрами ($A \approx 240$) – при энергиях ≥ 100 МэВ. При рассмотрении рассеяния нейтронов полупрозрачными ядрами необходимо учитывать не только поглощение, но и преломление нуклонной волны в ядерном веществе, иными словами ядерному веществу следует приписать определенные оптические свойства (показатель преломления и коэффициент поглощения). Оптическая модель полупрозрачного ядра, описывающая рассеяние нейтронов в области высоких энергий ядрами, была предложена Фернбахом, Сербером и Тэйлором [4]. Так как плотность нуклонов в ядре уменьшается от центра к периферии ядра, то коэффициент поглощения так же будет зависеть от рассеяния до центра ядра. Особенно существенен учет изменения коэффициента поглощения в поверхностном слое ядра. Учет диффузности границы ядра приводит к размытию края ступенчатообразной функции $\omega(\rho)$, входящей в амплитуду рассеяния (3). На рис. 3 схематически показано, в каком виде следует выбирать функцию $\omega(\rho)$, чтобы учесть прозрачность ядра, а также диффузность его границы (параметр $\beta < 1$ характеризует прозрачность ядра, а параметр Δ - диффузность его границы). Можно показать, что главный максимум в угловом распределении дифракционного рассеяния не зависит от диффузности границы ядра, в то время как вторичная структура углового распределения (вне первого дифракционного максимума) существенно зависит от характера диффузности границы ядра.

Дифракционное рассеяние заряженных частиц ядрами. В случае рассеяния заряженных частиц (протонов или α -частиц) ядрами необходимо учитывать также взаимодействие частицы с кулоновским полем ядра. Учет кулоновского взаимодействия приводит к усложнению дифракционной картины. Теория дифракционного рассеяния заряженных частиц ядрами была впервые развита Ахиезером и Померанчуком [5] в предположении что ядра являются абсолютно поглощающими и имеют резкую границу.

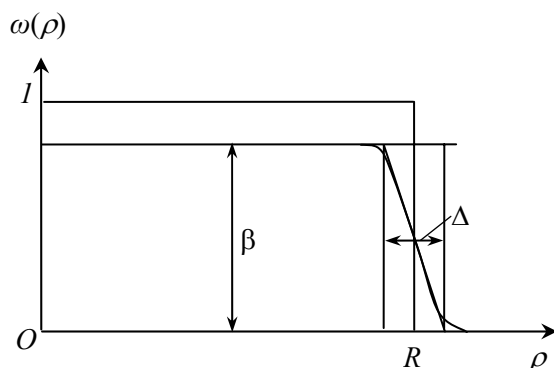


Рис. 3. Зависимость функции $\omega(\rho)$ от прицельного параметра в случае полупрозрачного ядра с размытой границей

Очевидно, при учете кулоновского взаимодействия для возможности поглощения частиц, энергия которой E превосходит высоту кулоновского барьера $B = Ze'e'/R$ (e' - заряд частицы), необходимо, чтобы кратчайшее расстояние b между ядром и частицей, движущейся по определенной траектории в кулоновском поле, не превосходило радиуса ядра R . Величину b можно связать с параметром столкновения ρ . Из закона сохранения момента количества движения следует, что $b = c/\sqrt{1-B/E}$. Поэтому условие поглощения частицы ядром принимает вид

$$c < \sqrt{1-B/E}, \quad E > B \quad (11)$$

Если же параметр столкновения ρ больше $\sqrt{1-B/E}$, то частица рассеивается так же, как и в кулоновском поле точечного заряда. Таким образом, с учетом влияния кулоновского поля ядра функцию $\omega(\rho)$, описывающую дифракцию, следует считать равной

$$\omega(\rho) = \begin{cases} 1, & \rho < R\sqrt{1-B/E}, \\ 1 - e^{2i\eta(\rho)}, & \rho > R\sqrt{1-B/E}, \end{cases}$$

где $\eta(\rho)$ – кулоновская фаза рассеяния, равная при $kR \gg 1$

$$\eta(\rho) = n \ln k\rho,$$

$n = Ze'e'/\zeta$ (ζ – скорость относительного движения). С ростом энергии E величина $\sqrt{1-B/E}$ стремится к единице, поэтому при $E \gg R$ (высота кулоновского барьера для протонов в случае средних и тяжелых ядер порядка 5-10 МэВ) условие поглощения заряженных частиц совпадает с условием поглощения для нейтральных частиц.

В случае $n \ll 1$ при углах рассеяния $\zeta \leq \sqrt{n}/kR$ главную роль играет кулоновское рассеяние, а при углах $\zeta > \sqrt{n}/kR$ – дифракционное рассеяние. Величина $\sqrt{2n}/kR$ разграничивает область углов с разными законами рассеяния. Если $n \gg 1$, то кулоновское рассеяние играет главную роль при углах $\zeta \leq 2n/kR$, при углах $\zeta > 2n/kR$ рассеяние носит дифракционный характер. Амплитуды при $\zeta \approx 2n/kR$ не совпадают, отношение амплитуд кулоновского и дифракционного рассеяния по порядку величины равно \sqrt{n} . Поэтому при $\zeta \approx 2n/kR$ происходит резкое уменьшение сечения по порядку величины в n раз.

Литература

1. Ахиезер А.И., Ситенко А.Г. Дифракционное явление ядерное столкновение. // УФЖ, 3, 16, 1958.
2. Алхазов Г.Д. Анисович В.В. Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами при высрких энергиях. - Ленинград: Наука, 1991.
3. Ситенко А.Г. Теория ядерных реакций. – М.: Энергоатомиздат, 1983, 352 с.
4. Исмаев Е.И., Джураев Ш.Х., Кутербекоев К.А. Упругие и неупругие взаимодействия нуклонов при низких, средних и промежуточных энергиях. - Алматы, 2002.
5. Clauber R. High Energy Physics and Nuclear Structure // Plenum Press New York. 1870, p 207.
6. Исмаев Е.И., Арушанов Г.Г. Упругие и неупругие ядерные дифракционные взаимодействия. - Ташкент, ФАН, 1988, 289 с.
7. Кендебаев К.К., Ismatov E.I., Tsay K.V. Small angle region diffraction scattering theory forward diffraction Peak. Large angles scattering diffraction theory. // The 3-rd International

“Conference” Current Problem in Nuclear Physics and Atomic Energy”. June 7 – 12, 2010 Kyiv, Ukraine.

8. Исмагов Е.И., Шункеев К.Ш., Урусов Ж.К. Дифракционное описание ядерных столкновений // Вестник КГУ, 2010.

9. Ситенко В.Г., Тартаковский В.Н., Исмагов Е.И., Шункеев К.Ш., Джураев Ш.Х. Теория ядра и ядерных реакций. - Актобе 2004., том II, 249 с.

ЯДРОЛЫҚ СОҚТЫҒЫСУЛАРДЫҢ ДИФРАКЦИЯЛЫҚ СИПАТЫ

Е.И. Исмагов, Ж.Қ. Убаев

Жоғарғы энергиялы нейтрондар атом ядросымен өзара әсерінің дифракциялық табиғаты зерттелінген. Алынған мәліметтер ядро түсінігін танымал әдіспен беріп қана қоймай, қазіргі ядро моделін сипаттайтын сезімтал тест ретінде де қолданады. Бірақ, ядро материясы кеңістігінде нуклондық дәреже ролін анықтайды.

DIFFRACTIVE DESCRIPTION OF NUCLEAR COLLISIONS

E.I. Ismatov, J.K. Ubaev

Diffractive nature of interaction of high energy neutrons with atomic nucleus was studied. It was shown that the obtained data can be used as a sensitive test of modern nuclear models and provide an opportunity not only to refine the traditional understanding of the nucleus, but also to identify the role of nucleon degrees of freedom in nuclear matter.